

## ADMITANCIA DE ENTRADA DE UNA GUIA RECTANGULAR RELLENA DE DIELECTRICO.

L. Jofre, J. Freijo, M. Ferrando, A. Cardama.

E.T.S.I.T. BARCELONA

### ABSTRACT

A variational formulation, based in a plane wave angular decomposition, is developped for the admittance of a rectangular dielectric-filled waveguide, radiating in a half space.

### I. INTRODUCCION

La medida de una distribución de campo, en general, y en las cercanías de estructuras radiantes, en particular, precisa de una sonda que po sea básicamente las siguientes características: dimensiones pequeñas en términos de la longitud de onda, respuesta al campo eléctrico o magnético, buena - discriminación de polarización y baja perturbación de la distribución original.

Para el caso del campo magnético una posibilidad, en el margen de frecuencias de microondas, consiste en utilizar una guía rectangular rellena con material dieléctrico homogéneo. Esta solución, a la vez que mantiene una buena discriminación de polarización, permite la reducción de las dimensiones de la guía con la consiguiente disminución de la perturbación introducida.

A efectos de disminuir la reradiación y aumentar la sensibilidad de la sonda, es necesario una buena caracterización de la admitancia, medi da desde la guía, que presenta la transición dieléctrico-aire. Para ello se -

utiliza un método variacional basado en la descomposición de los campos en la apertura en un espectro angular de ondas planas.

## II. ESTUDIO ANALITICO

Sea la geometría de la figura 1 donde una guía rectangular se abre sobre un plano conductor infinito. Se supone que la guía rectangular, rellena de un dieléctrico homogéneo de permitividad  $\epsilon_1$ , soporta únicamente el modo fundamental  $TE_{10}$  y que no se excitan modos de orden superior en la apertura.

Los campos en la región I pueden ponerse de forma:

$$E_{y1}(x, y, z) = E_0 \left( e^{-jK_1 z} + \rho e^{jK_1 z} \right) \cos \frac{\pi x}{a} \quad (1)$$

$$H_{x1}(x, y, z) = - \frac{E_0}{Z_{TE1}} \left( e^{-jK_1 z} - \rho e^{jK_1 z} \right) \cos \frac{\pi x}{a} \quad (2)$$

Los campos externos a la apertura, región II, pueden escribirse en términos de los espectros angulares de ondas planas  $A_{Ey}$ ,  $A_{Hx}$  {1} en la forma:

$$E_{y2}(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_{Hy}(K_{xo}, K_{yo}; 0) e^{-j\vec{K}_0 \cdot \vec{r}} dK_{xo} dK_{yo} \quad (3)$$

$$H_{x2}(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_{Hy}(K_{xo}, K_{yo}; 0) e^{-j\vec{K}_0 \cdot \vec{r}} dK_{xo} dK_{yo} \quad (4)$$

$$A_{Hx} = - \frac{1}{K_o K_{Zo} \eta_o} \left[ (K_o^2 - K_{xo}^2) A_{Ey} \right] \quad (5)$$

$$K_{Zo} = \sqrt{K_o^2 - K_{xo}^2 - K_{yo}^2}$$

siendo  $K_1 = \omega \sqrt{\mu_o \epsilon_1}$ ,  $K_o = \omega \sqrt{\mu_o \epsilon_o}$  los números de onda en las regiones I y II respectivamente y  $Z_{TE1}$  la impedancia de onda en la región I:

$$Z_{TE1} = \frac{\eta_1}{\sqrt{1 - (\lambda_1/2a)^2}} \quad (6)$$

Suponiendo que el campo total en la apertura es el del modo  $TE_{10}$ , la transformación inversa de (1) y (3) en  $Z=0$  permite escribir:

$$A_{EY}(K_{x0}, K_{y0}; 0) = \frac{\pi ab}{2} \frac{\cos(K_{x0} a/2)}{(\frac{\pi}{2})^2 - (K_{x0} \frac{a}{2})^2} \frac{\sin(K_{y0} b/2)}{K_{y0} b/2} E_0 (1+\rho) \quad (7)$$

Imponiendo continuidad del flujo de reacción {2}, se obtiene, para la admitancia de la apertura normalizada a la de la guía, una aproximación variacional de primer orden:

$$\frac{Y_{in}}{Y_0} = g + jb = \frac{1-\rho}{1+\rho} = \frac{\pi^2 ab Z_{TE1}}{2 \eta_0} \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{K_0^2 - K_{x0}^2}{K_0 K_{z0}} \left[ \frac{\cos(K_{x0} a/2)}{(\pi/2)^2 - (K_{x0} a/2)^2} \frac{\sin(K_{y0} b/2)}{(K_{y0} b/2)} \right]^2 dK_{x0} dK_{y0} \quad (8)$$

### III RESULTADOS TEORICOS

La evaluación de la integral en (8) puede descomponerse, en el plano  $(K_x, K_y)$  en dos dominios, el círculo interior  $K_z^2 = K^2 - K_x^2 - K_y^2 > 0$  para el cual la integral será real y dará lugar a la conductancia, y el dominio exterior  $K_z^2 = K^2 - K_x^2 - K_y^2 < 0$  donde la integral será imaginaria pura y dará lugar a la susceptancia. La singularidad existente sobre la circunferencia  $K_x^2 + K_y^2 = K^2$  ( $K_z=0$ ) puede ser evitada realizando la integración en el plano complejo  $\theta(\theta = \theta' + j\theta'')$ , definiendo {3} :

$$K_{\begin{Bmatrix} x \\ y \end{Bmatrix}} = K \sin(\theta + j\theta'') \begin{Bmatrix} \cos\phi \\ \sin\phi \end{Bmatrix}$$

En las figuras 3 y 4 se representan las curvas para  $g \eta_0/Z_{TE}$ , y  $b \eta_0/Z_{TE}$ , en función de  $a/\lambda$ . El factor  $\eta_0/Z_{TE}$  se ha representando independientemente en la figura 2. De estas gráficas se desprende que la apertura será resonante para  $0,4 < a/\lambda < 0,5$ , y que la conductancia normalizada será baja para  $0,2 < a/\lambda < 0,5$ , valores habituales en sondas, por lo que habría que trabajar cerca de corte para conseguir adaptación a la guía.

El cálculo de la susceptancia, supone la integración sobre el dominio abierto  $K_{z0} \in (K_0, \infty)$ . Para estudiar la convergencia de (8) se ha realizado la integración, figuras 5 y 6, para valores crecientes de  $K_{z0}$  máx, viéndose que la convergencia es rápida aún para valores pequeños de  $a/\lambda$ .

### IV. RESULTADOS EXPERIMENTALES

Para verificar la exactitud de los resultados obtenidos se han medido la admitancia de una boca de guía sin dieléctrico de  $22.9 \times 10,2$  mm (WR-90) y la de una boca de guía de  $16 \times 6$  mm cargada con dieléctrico de  $\epsilon_r = 2.1$  que termi

nan en un plano conductor. Los valores obtenidos, representados en las figuras 7 y 8 respectivamente, muestran una buena concordancia con los medidos y con los calculados por otros autores para  $a/\lambda > 0.5$ , presentando unas oscilaciones, presumiblemente debidas a la influencia, en la medida, de la desadaptación en la transición coaxial guía y del plano conductor finito.

## V. CONCLUSION

Mediante una expresión variacional se han obtenido los valores de la admitancia de una boca de guía cargada de dieléctrico para  $0 < a/\lambda < 1.5$ , lo que extiende los resultados de admitancia de aperturas existentes en la literatura hasta valores de  $a/\lambda < 0.5$ , situación que aparece específicamente al utilizar guías cargadas con dieléctricos como sondas de medida.

La formulación presentada puede ser generalizada al caso de guías - circulares, lo que es interesante para el estudio de sondas con polarización circular.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] D.R. Rhodes. "Synthesis of planar antenna sources". Clarendon Press-Oxford, 1974.
- [2] R.F.Harrington. "Time-Harmonic Electromagnetic Fields". Mc.Graw-Hill, 1961.
- [3] L. Jofre, "Formulación espectral de problemas de difracción y su aplicación a la formación de imágenes en micoondas". Tesis Doctoral, ETSIT Barcelona, Junio, 1982.
- [4] W.F. Croswell, R.C.Rudduck, D.M.Hatcher. "The admittance of a Rectangular Waveguide Radiating into a Dielectric Slab". IEEE Trans. Anten. Propag. Vol. AP-15, Nº 5, Septiembre 1967, pp. 627-633.
- [5] J. Galejs, "Admittance of a Waveguide Radiating into Stratified Plasma". IEEE Trans. Anten. Propag. VOL. AP-13, Enero 1965, pp. 64-70.

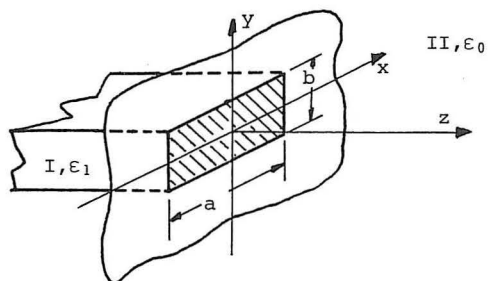


Fig.1.- Geometría para la boca de guía rellena de dieléctrico abriéndose en un plano conductor infinito.

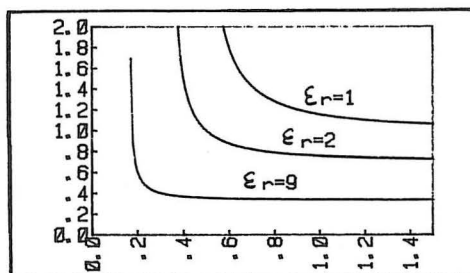


Fig.2.- Curvas del factor de transformación  $\eta_0/Z_{TE_1}$  en función de  $\epsilon_1$ .

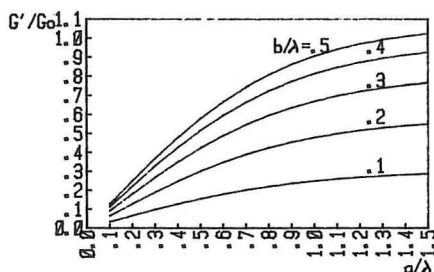


Fig.3.- Curvas de conductancia normalizada de la apertura.

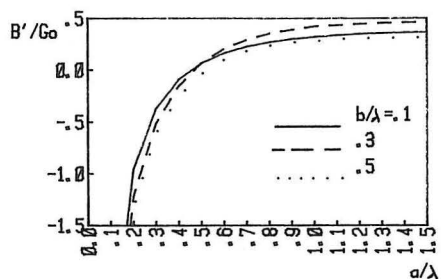


Fig.4.- Curvas de susceptancia normalizada de la apertura.

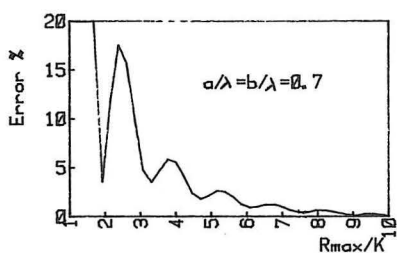


Fig.5.- Convergencia de la susceptancia para una apertura cerca de la resonancia.

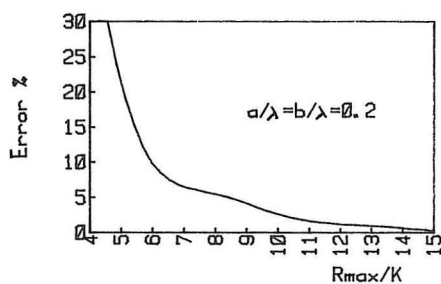


Fig.6.- Convergencia de la susceptancia para una apertura pequeña.

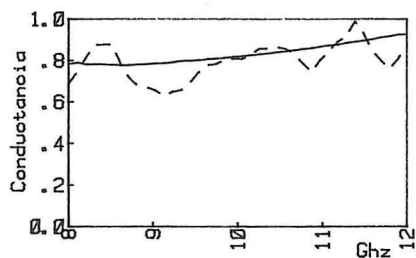


Fig.7.- Comparación de los resultados teóricos (—) y experimentales (---) de la admitancia para una boca de guía WR-90.

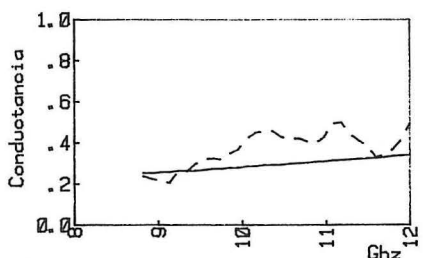


Fig.8.- Comparación de los resultados teóricos (—) y experimentales (---) para una boca de guía de (16x6mm) rellena de dieléctrico.

